UDC 621.375.826.038.825:549.517.13:546.293
537.527:535.215

論文

52-A 81

高気圧アルゴン気体とルビーレーザー光との相互作用

正員 山田 諄 (愛知工大)

准員 榊原 高明 (名古屋大)

正員 奥田 孝美 (名古屋大)

1. ま え が き

ルビーやガラスなどの Q スイッチ大出力レーザーの発達により単一パルス光の高電界が実現できるようになり、気体、液体、固体の電離と絶縁破壊に関する研究が盛んに行なわれ、また多光子吸収、光高調波発生など非線形光学効果の研究が物性物理学的興味から行なわれている。更にレーザーによる核融合を目指し、固体にレーザー光を照射したときのプラズマの生成とその加熱機構に関する研究が精力的に行なわれている。高温高密度レーザープラズマの研究において、大部分固体ターゲットが用いられているが、高気圧気体にレーザー光をレンズで集光照射することにより高温高密度プラズマが生成され、十分な高気圧 (~1,000 気圧) で固体ターゲットの場合と同じ程度の密度を持つプラズマ発生可能性がある。これは周囲気体による絶縁のため不純物混入、保持などの困難が固体ターゲットの場合に比べ少ないという利点があり、また高気圧プラズマの発生やレーザー光との相互作用、高気圧気体中への膨張機構など物性的にも興味深い点が多い。

レーザーによる気体の絶縁破壊は最初 Meyerrand 氏ら⁽¹⁾によって行なわれ、種々の希ガスに対して破壊のしきい値が広い圧力範囲で求められ⁽²⁾、破壊のしきい値の圧力依存性、レーザー光周波数依存性⁽³⁾やレンズの

焦点距離に対する依存性⁽⁴⁾が調べられた。この結果、圧力が高いときカスケード電離過程によって破壊機構が説明された。また、Cs などのアルカリ金属蒸気で圧力が低い場合に、レーザー光の多光子吸収による電離が起っていることが報告された⁽⁵⁾。しかしながら、これらの大部分は破壊のしきい値を求める実験であり、しきい値以上の強電界中でのプラズマの生成、破壊過程の遅れ時間やレーザーとプラズマの相互作用などの物性的研究は十分でない。そこで我々は、高気圧圧力容器を製作しアルゴン気体に Q スイッチルビーレーザー光を集光照射した実験を行ない、レーザー透過光の減衰しはじめる時間がカスケード電離過程により説明され、吸収の割合が逆制動放射過程による吸収係数と破壊時間とによって説明できるなどの破壊過程および吸収過程が明らかになったので、以下その概要を説明する。

2. 実験装置

本実験に使用した装置の配置図を第 1 図に示す。レーザー発振器は最大出力 20 MW、パルス半値幅約 30 ns の回転プリズム Q スイッチルビーレーザーである。レーザー出力光は光学フィルタによって強度を調整することができ、焦点距離 6 cm のレンズで圧力容器の中央に集光照射され、再び同じ焦点距離のレンズで平行ビームにされた後、透過光測定用ホトダイオードに入射する。スプリッタで分割されたレーザー出力光の一部は、あらかじめエネルギーメータにより校正されたホトダイオードに入射し、レーザーパルス波形を観測している。ホトダイオードは立上り時間 4 ns 以下の SGD 100 A を、オシロスコープは立上り時間 3.5 ns 以下の

Interaction between High Pressure Argon Gas and Ruby Laser Light. By Jun Yamada, Member (Aichi Institute of Technology), Takaaki Sakakibara, Associate & Takayoshi Okuda, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).
山田 諄: 正員, 愛知工業大学電子工学科
榊原高明: 准員, 名古屋大学大学院工学研究科修士課程〔現在, 東京芝浦電気(株)勤務〕
奥田孝美: 正員, 名古屋大学工学部電気系学科

第 1 図 実験装置の配置図

Fig. 1. Experimental arrangement.

TEKTRONIX 466 を用いた。焦点体積の半径 r_0 は厚さ $20\mu\text{m}$ の Au はく穴をあけることにより測定した結果、 $r_0 \sim 10^{-2}\text{cm}$ であった。圧力容器は外径 $8\text{cm}\phi$ 、内径 $4\text{cm}\phi$ 、長さ 10cm のステンレス鋼製で、直径 $2\text{cm}\phi$ 、厚さ 1cm の石英ガラス製の四つの窓を持っている。光軸と直角方向の窓からレンズの焦点をはさんで間げき $0.2\sim 1\text{cm}$ 、直径 $1\text{cm}\phi$ の電極をそう入することができ、その出力電流波形を時間積分することにより発生したプラズマの全電荷量を求めることができる。また、光軸と直角方向の窓を通しプラズマからの光を焦点距離 50cm 、分解能 $1\text{\AA}$ の分光器を通して光電子増倍管で受け分光測定を行なうことができる。圧力容器は回転ポンプで 10^{-3}Torr 程度まで排気してアルゴン気体を数回置換えた後、アルゴン気体を封入して実験を行なった。本実験の圧力範囲は $10^3\sim 10^4\text{Torr}$ である。

3. 破壊過程

〈3・1〉 透過光 アルゴン気体にレーザー光を照射したときの透過光波形と、 300ns の遅延線により遅延された入射光波形を重ね合わせて観測した波形の一例を第 2 図に示す。ここで左側の波形は透過光を、右側の波形は入射光を示す。遅延線の立上り時間は 4ns 以下であり、フォトダイオードのそれと同程度である。透過光は単に波高値が小さくなるばかりでなく、半値幅も狭くなり、かなり減衰していることがわかる。レーザーパルス波形のうちどの部分が減衰しているかを調べるため、透過光がほとんど減衰していないとき、すなわち圧力が 10^{-3}Torr 以下の真空中を通過した透過光と、アルゴン気体中を通過した透過光を同じ時間軸で重ね合わせた波形を第 3 図に示す。ここで、実線はアルゴン気体中を通過した透過光を、破線は 10^{-3}Torr 以下の真空中を通過した透過光を示す。第 3 図より、レーザーパルスの立上り部分はほとんど減衰を受けず、後の部分が急激な減衰を受け、気体圧力の増加と共に減衰が著しくなり、レーザーパルスの立上りから減衰しは

第 2 図 透過光波形と入射光波形 (50 ns/目盛)

Fig. 2. Profiles of transmitted and incident pulses: 50 ns/div.

第 3 図 透過光波形

Fig. 3. Profile of transmitted pulse.

じめるまでの時間が圧力と共に短くなることがわかる。光軸と直角方向の窓から分光器を通し光電子増倍管で受けたアルゴン線の分光波形は、レーザーパルスより少し遅れて立上り、約 50ns 後に波高値に達し、その後ゆっくり減衰する。しかも、この立上りの遅れ時間はレーザー透過光の減衰しはじめるまでの時間とほぼ一致しており、分光波形の波高値に達する時刻はレーザーパルスの終る時刻に一致している。光電子増倍管および外部回路の周波数特性は、レーザー光の一部を分光器を通し光電子増倍管で受けたときの波形とフォトダイオードの出力波形が相似なことから問題はないと思われる。従って、透過光波形が減衰しはじめる時刻において、いわゆる「放電」が起きたと考え、レーザーパルスの立上りから減衰しはじめるまでの時間を破壊時間 T_b とみなす。第 4 図にレーザー光強度 $I=3\times 10^{10}\text{W cm}^{-2}$ のときの破壊時間の実測値の圧力依存性を示す。ここで、実線は後に述べる破壊時間の計算値を示している。

〈3・2〉 生起率方程式 気体中にレーザー光を照射

第4図 破壊時間対圧力

Fig. 4. Breakdown time versus pressure.

したとき、多光子電離、衝突電離、拡散および再結合を考慮して電子の増倍過程を示す生起率方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha_N n_0 \left(\frac{I}{h\nu} \right)^N + \nu_i n_e - D \nabla^2 n_e - \alpha n_e^2 \quad (1)$$

ここに、 n_e 、 n_0 ：それぞれ電子密度、中性原子密度、 α_N ：多光子電離確率、 I ：レーザー光強度、 ν ：レーザー光周波数、 h ：プランク定数、 N ：電離に必要な光子数、 ν_i ：衝突電離周波数、 D ：拡散係数、 α ：再結合係数

レーザー放電中で自由電子は中性原子との衝突により電界からエネルギーを得る。1個の電子が単位時間あたり得るエネルギー Q は次式で与えられる。

$$Q = e^2 E_0^2 \nu_m / m_e (\nu_m^2 + \omega^2) \quad (2)$$

ここに、 e ：電子の電荷、 m_e ：電子の質量、 E_0 ：レーザー光電界の振幅、 ν_m ：運動量輸送衝突周波数、 ω ：レーザー光電界の角周波数

本実験の圧力範囲 $P \sim 10^4$ Torr 以下では $\nu_m \ll \omega$ であり、衝突周波数と断面積との関係式 $\nu_m = n_0 v_e \sigma_m$ および強度と電界との関係式 $I = c E_0^2 / 8\pi$ を用いて、単位時間あたり1個の電子が衝突電離を起す回数、すなわち衝突電離周波数は次式のようにになる。

$$\nu_i = \frac{8\pi e^2 n_0 v_e \sigma_m}{m_e c I \omega^2} I \quad (3)$$

ここで、 v_e ：電子の速度、 σ_m ：運動量輸送衝突断面積、 c ：光速、 I_i ：中性原子の電離エネルギー

電子温度が $2 \times 10^4 \sim 5 \times 10^4$ K の範囲で(第4章参照)、衝突断面積の実測値⁽⁶⁾ $\sigma_m \sim 10^{-15} \text{ cm}^2$ を用いて衝突電

離周波数は

$$\nu_i = A n_0 I \quad (4)$$

$$7 \times 10^{-22} < A < 1.8 \times 10^{-21}$$

となる。この過程は量子論的には逆制動放射過程と言われ、中性原子やイオンなどの場の存在のもとで自由電子は運動量とエネルギーの保存則を満たし、光子からエネルギーを得ることができる。逆制動放射過程により1個の電子が単位時間あたり得るエネルギーを電離エネルギーで割ったもの、すなわち衝突電離周波数は次式のようにになる。

$$\nu_i = n_0 \sigma_{en} I / N h \nu \quad (5)$$

ここに、 σ_{en} ：中性原子の場による光子の吸収断面積

アルゴンの場合、電離に必要な光子数 $N=9$ 光子の吸収断面積 $\sigma_{en} \sim 3 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$ ⁽⁷⁾ として

$$\nu_i \sim 1.2 \times 10^{-21} n_0 I \quad (\text{s}^{-1}) \quad (6)$$

となり、(4)式の平均値程度となる。また、電子とイオンとの逆制動放射過程による電子の増倍は、破壊の初期段階では $n_e \ll n_0$ であるから無視することができる。

次に、拡散と再結合による荷電粒子損失の割合を評価する。拡散は両極性拡散であると考え、拡散係数はイオンの移動度から求めることができる。

$$D = \mu_i K T_e / e \quad (7)$$

ここに、 μ_i ：イオンの移動度、 K ：ボルツマン定数、 T_e ：電子温度

気体圧力 $P \sim 10^4$ Torr、温度 $T_e \sim 10^4$ K、特性拡散長 Λ は焦点体積の半径 r_0 から $\Lambda = r_0 / \pi \sim 10^{-3} \text{ cm}$ として、イオン移動度の実測値⁽⁸⁾ を用いて単位時間あたりの拡散による損失の割合は

$$D / \Lambda^2 \sim 10^5 \ll \nu_i \quad (8)$$

となる。従って、拡散による損失は破壊過程では無視できる。

再結合過程として、放射再結合、二電子三体再結合、解離再結合が考えられる。二電子三体再結合係数 α_3 ⁽⁹⁾ および解離再結合係数 α_d ⁽¹⁰⁾ はそれぞれ次式で与えられる。

$$\alpha_3 = 5.6 \times 10^{-9} n_e T_e^{-9/2} \quad (\text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \quad (9)$$

$$\alpha_d = 2.2 \times 10^{-3} T_e^{-3/2} \quad (\text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \quad (10)$$

電子密度 $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 $T_e \sim 3 \times 10^4 \text{ K}$ のとき、 $\alpha_3 \sim 10^{-19} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ および $\alpha_d \sim 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ となり、また放射再結合係数 α_r は $\alpha_r < 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ である。再結合による単位時間あたりの損失の割合は

$$\alpha n_e \sim 10^9 < \nu_i \quad (11)$$

となり、衝突電離周波数に比べ必ずしも十分小さいと

は言えない。しかし、ここで考えた再結合の割合は破壊過程のうち最大のとき、すなわち破壊過程の終りにおける電子密度のときであり、電子密度は破壊の初期段階ではこれよりずっと低く、時間と共に指数関数的に増加する。他方、衝突電離周波数は時間にほぼ比例して増加することを考えれば、破壊過程においては再結合による損失を無視することができる。

〈3・3〉 初期電子の生成 衝突電離によるカスケード過程が起るためには、破壊領域に少なくとも1個の自由電子が存在しなければならない。しかし、宇宙線などにより生成された偶存電子が微小な焦点体積中に短いレーザーパルスの時間内に存在する確率は極めて小さい⁽¹¹⁾。従って、初期電子はレーザー光の多光子吸収による中性原子の直接電離によって生成されるものと考えられる。Bebb 氏ら⁽¹²⁾による多光子電離確率の計算結果によれば、アルゴンの場合電離に必要な光子数 $N=9$ に対して $\alpha_9 \sim 3 \times 10^{-265}$ となる。レーザー光パルスが半値幅 τ の三角形波形であると仮定して、多光子電離により1個の電子が生成されるまでの時間 T_1 は次式より求まる。

$$\int_0^{T_1} \alpha_9 n_0 [I(t)/h\nu]^9 dt = 1 \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$I(t) = \begin{cases} \hat{I} t/\tau, & 0 \leq t \leq \tau \\ \hat{I} (2-t/\tau), & \tau \leq t \leq 2\tau \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\hat{I}$ はレーザー光強度の波高値を示す。代表的な実験条件 $n_0 \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\hat{I} \sim 3 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$, $\tau \sim 3 \times 10^{-8} \text{ s}$, $h\nu = 1.78 \text{ eV}$ を (12), (13) 式に代入すれば $T_1 \sim 10^{-9} \text{ s}$ となり、多光子電離が初期電子の生成に寄与していると考えられる。

破壊過程において衝突電離ではなく多光子電離が支配的であるとも考えられるので、多光子電離により生成される電子数が中性原子の δ 倍になる破壊時間 T_2 を求めてみる。

$$\int_0^{T_2} \alpha_9 n_0 \left(\frac{\hat{I} t}{h\nu \tau} \right)^9 dt = \delta n_0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 δ は電離度で後に示すように $\delta \sim 10^{-1}$ となる。 T_1 を求めたときと同じ実験条件において $T_2 \sim 3 \times 10^{-7} \text{ s}$ となり、 $T_2 \gg \tau$ となる。また (14) 式より $T_2 \propto n_0^{-1/10} \propto P^{-1/10}$ となり第4図の実験結果を説明できない。従って、我々の実験条件では多光子電離は初期電子の生成に寄与するのみで破壊過程においては支配的でない。

〈3・4〉 破壊時間 多光子電離、拡散および再結合を無視して衝突電離のみを考え (1) 式を積分すれば、電子密度の時間的増倍は次式で与えられる。

$$n_e = n_0 \exp \int_0^t \nu_i(t) dt \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 n_0 は初期電子密度を示す。レーザーパルスの立上りから時間 T_b までに生成された電子密度が初期中性原子密度の δ 倍になったときに破壊が生じたものとすれば、(6), (13), (15) 式より破壊時間 T_b は次式より得られる。

$$\delta n_0 = n_0 \exp(1.2 \times 10^{-21} n_0 \hat{I} T_b^2 / 2\tau) \dots\dots (16)$$

ここで、 $\delta = 10^{-1}$, $n_0 = 1$, $\hat{I} = 3 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$, $\tau = 3 \times 10^{-8} \text{ s}$ において計算された破壊時間を第4図の実線で示す。破壊時間は圧力の増加と共に圧力の平方根の逆数にほぼ比例して減少し、実測値と計算値は良く一致しており、破壊過程において衝突電離が支配的であると考えられる。圧力が低いとき、破壊時間の実測値は計算値より小さい。これは圧力が低くなると透過光の減衰が小さくなり、 T_b として透過光の立上りから波高値までの時間をとっているため、入射レーザーパルスの半値幅以上の値をとり得ないためである。より長い半値幅を持つレーザーパルスを用いれば計算値に近い値が得られるものと思われる。

4. 電子密度と温度

光軸と直角方向の窓から直径 1 cm ϕ 、間けき 0.4 cm の捕集電極をそう入し、弱い電界 $E/P \sim 10^{-2} \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ を加えレーザー光を照射したときの電流波形の一例を第5図に示す。この電流波形はレーザーパルスより約 300 ns 遅れて立上り、約 600 ns 後に波高値に達した後ゆっくり減衰する。電極間けきを変化させ、電流波形が波高値に達する時間の差からプラズマの横方向平均膨張速度 v_p を求めると、 $v_p \sim 10^5 \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ となる。捕集電極の寸法はその間けきに比べ十分大きくないし、電界による移動速度はプラズマの膨張速度に比べ十分小さいので、捕集電極は発生した全電荷を集めることができない。そこで、電流波形を時間積分したものを焦点からみた捕集電極の立体角で補正して全電荷数を求めた。第6図はこのようにして

第5図 捕集電極の電流波形 (500 ns/目盛)

Fig. 5. Profile of current by collector.

第 6 図 全電荷数対電極間距離

Fig. 6. Total number of charged particle versus distance between electrodes.

求めた全電荷数 N_0 を種々の電極間げき d に対して示したものである。もし、プラズマが捕集電極に達するまでに再結合による損失がなければ、電極間げきによらず一定の電荷数を集めることができる。しかし第 6 図から明らかなように、電極の位置が焦点に近いほど捕集された電荷数は多く、再結合による損失が無視できないことを示している。そこで第 6 図の実線で示すように、電荷数の測定値を電極間げき零まで外そうした値を焦点体積で割って焦点における電子密度を求めた。圧力 $P=1.1 \times 10^4$ Torr における電子密度 n_e のレーザ光強度依存性を第 7 図に示す。電子密度はレーザ光強度の増加と共に増加し、 10^{19} cm^{-3} 程度の電子密度が得られ、電離度 $\delta \sim 10^{-1}$ となる。

ここで求めた電子密度は、電極間げき零付近の測定がなく、破壊過程において再結合による損失を無視したと矛盾するように思われる。しかし、破壊過程は短い時間内に起るが、膨張過程の時間はそれに比べかなり長く、膨張による密度の減少は全電荷数の減少には寄与せず、再結合のみが正味の損失になる。従って、単位時間あたりの荷電粒子の発生と消滅の割合を比較するのではなく、プラズマが電極に到着するまでの時間内に再結合により消滅した全電荷数と発生した全電荷数を比較しなければならない。このためには、電子密度を時間と場所の関数として知らなければならないが、再結合と拡散が存在するときの生起率方程式は簡単に解けないので、仮にプラズマが焦点体積に存在する時間内の全損失量

$$N_l = (4/3)\pi r_0^3 \alpha n_e^2 r_0 / v_p \dots\dots\dots (17)$$

を計算する。 $r_0 \sim 10^{-2} \text{ cm}$, $\alpha \sim 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $v_p \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ のとき $N_l \sim 10^{14}$ となる。この値は発生した全電荷数と同じ程度であり、膨張過程に

第 7 図 焦点体積における電子密度対レーザ光強度

Fig. 7. Electron density in focal volume versus intensity of laser light.

おいて再結合による損失を無視できないことを示している。また、Alcock 氏ら⁽¹³⁾は大気圧のアルゴン気体にルビーレーザ光を照射したとき干渉計を用いて 10^{19} cm^{-3} の電子密度を得ていることから、ここでは電子密度を必ずしも過大評価しているとは言えない。

次に、光軸と直角方向の窓からの光を分光器を通し光電子増倍管で受け、アルゴン中性原子からの分光線強度を測定した。光学系は標準光源により波長感度を校正して用いた。プラズマが局所的熱平衡状態にあれば分光線強度と温度は次の関係がある。

$$\ln \left(\frac{I_{jk} \lambda_{jk}^3}{A_{jk} g_j} \right) = - \frac{E_j}{K T_e} + \text{定数} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 I_{jk} は j 番目のエネルギー準位から k 番目の準位への遷移により放射される分光線強度、 λ_{jk} はその波長、 A_{jk} はその遷移確率、 g_j は j 番目の準位の統計的重み、 E_j はそのエネルギーを示す。第 8 図は圧力 $P=1.1 \times 10^4$ Torr, 強度 $I=4 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$

第 8 図 $\log(I \lambda^3 / A g)$ 対エネルギーのプロット

Fig. 8. Plot of $\log(I \lambda^3 / A g)$ versus energy.

のときの $\log(I\lambda^3/Ag)$ を E_f に対して示したもので、ほぼ直線に乗っており、この直線の傾きから温度を求めた。気体圧力が高いのでプラズマにより放射された光が窓に達するまでに周囲の中性気体により吸収される恐れがあるので、基底状態への遷移により放射される分光線は用いなかった。圧力 $P=1.1 \times 10^4$ Torr のとき、分光線強度の波高値、すなわちレーザーパルスの終る時刻における値を用いて得られた電子温度を第9図に示す。電子温度はレーザー光強度と共に増加しており、 $T_e \sim 2 \times 10^4 \sim 5 \times 10^4$ K が得られた。

5. 吸収の割合

透過光の測定(第3図)から明らかなように、いったん破壊が起ればレーザー光は急激な減衰を受け、大部分がプラズマにより吸収されると考えられる。レーザー光がプラズマに吸収される過程として、電子と中性原子による逆制動放射過程と電子とイオンとによる逆制動放射過程が考えられる。これらの過程の吸収係数はそれぞれ次式で表わされる⁽¹⁴⁾。

$$\kappa_{en} = \frac{4.8 h^2}{m_e^3 c v^2 \pi^2} n_e n_g \quad (\text{cm}^{-1}) \dots \dots \dots (19)$$

$$\kappa_{ei} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3KT_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6 g_{ff}}{h c m_e^{3/2} v^3} n_e^2 \quad (\text{cm}^{-1}) \dots \dots \dots (20)$$

ここで、 κ_{en} 、 κ_{ei} はそれぞれ電子と中性原子および電子とイオンによる逆制動放射の吸収係数、 g_{ff} は gaunt 係数、 Ze はイオンの電荷を示す。電子密度が低いときは電子と中性原子による逆制動放射過程が支配的であり、密度が高いときは電子とイオンによる逆制動放射過程が支配的になる。例えば、 $P=1.1 \times 10^4$ Torr、 $T_e=4 \times 10^4$ K のとき $g_{ff}=1$ とおけば、電子密度 $n_e=2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以上では $\kappa_{en} < \kappa_{ei}$ となる。

厚さ z 、吸収係数 κ なる吸収層を透過したレーザー光は $e^{-\kappa z}$ だけ減衰するので、単位面積あたり吸収されるエネルギー ΔE は入射光強度を $I_0(t)$ とすれば

$$\Delta E = \int_0^{2\tau} \{I_0(t) - I(t)\} dt = \int_0^{2\tau} I_0(t) (1 - e^{-\kappa z}) dt \dots \dots \dots (21)$$

となる。(21)式の積分を実行するためには、吸収係数または電子密度の時間依存性を知らなければならない。しかし、ここでは電子密度を捕集電極を用いて求めた、すなわち時間積分された値を求めたので、吸収係数として近似的に次のように仮定する。透過光の測定から明らかなように、レーザーパルスの立上りから破壊時間 T_b までほとんど吸収を受けないので吸収係数

第9図 電子温度対レーザー光強度

Fig. 9. Electron temperature versus intensity of laser light.

第10図 レーザエネルギーの吸収の割合対レーザー光強度

Fig. 10. Rate of absorption of laser energy versus intensity of laser light.

は零とみなし、 T_b からレーザーパルスの終りまで吸収係数は一定で、(19)式と(20)式の和で与えられると仮定する。レーザー光を(13)式の三角形波形であるとして、吸収の割合は次式で与えられる。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\int_0^{2\tau} I_0(t) (1 - e^{-\kappa z}) dt}{\int_0^{2\tau} I_0(t) dt} = (1 - e^{-\kappa z}) \frac{2\tau^2 - T_b^2}{2\tau^2} \dots \dots \dots (22)$$

圧力 $P=1.1 \times 10^4$ Torr における吸収の割合 $\Delta E/E$ のレーザー光強度依存性を第10図に示す。ここで、○印は実測値を、実線は吸収長 z を焦点体積の直径と考え(22)式から求めた計算値を示す。吸収の割合はレーザー光強度の増加と共に増大し、強度 $I=5 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ 以上で飽和し、80%程度の飽和値が得られている。これは強度の増加と共に吸収係数が増大し $\kappa z > 1$ になるが、破壊時間が有限なため $\Delta E/E$ は100%にな

り得ないためである。第 10 図より $\Delta E/E$ の実測値と計算値はほぼ一致しており、吸収の割合は逆制動放射過程による吸収係数と破壊時間によって表わされることがわかる。しかし、レーザ光強度が中位のとき実測値は計算値より大きい。この原因として、レーザ光強度が破壊のしきい値付近においてはプラズマは焦点体積に近い球形をしているが、強度の増加と共に入射光の後方にプラズマが膨張し、焦点体積よりも大きくなるためではないかと考えられる⁽¹⁵⁾。強度が強い場合、すなわち $I > 4 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ では $\kappa z > 1$ となり、 $\Delta E/E$ は破壊時間によって決まり吸収長や吸収係数には依存しない。

6. むすび

高気圧アルゴン気体にルビーレーザ光を集光照射して透過光を測定し、透過光が減衰しはじめる時刻に放電が起ると考え破壊時間が求められた。破壊時間は気体圧力やレーザ光強度の増加と共に減少し、カスケード過程の時間積分効果を考慮して求められた破壊時間の計算値と実測値は良く一致しており、破壊過程において衝突電離が支配的なことがわかった。

レーザ光の照射により発生したプラズマの全電荷数は、捕集電極により求められたが、プラズマが焦点から電極に達する間の再結合による損失を無視することができなかった。このため、再結合による損失を実験的に補正することにより、圧力 10^4 Torr のとき焦点体積内において 10^{19} cm^{-3} 程度の電子密度が得られた。

プラズマによるレーザエネルギー吸収の割合が測定された。吸収の割合はレーザ光強度と共に増加し、圧

力 $1.1 \times 10^4 \text{ Torr}$ 、強度 $6 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ で 80% 以上が吸収される。この吸収の割合は、逆制動放射過程による吸収係数と有限な破壊時間とによってほぼ実測値を説明することができた。レーザ光強度 $4 \times 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ 以上では吸収係数と吸収長の積は 1 以上になり、破壊時間によって吸収の割合が決まる。しかし、吸収長は焦点体積の大きさよりも大きくなる可能性があり、吸収長の評価の不確かさによる誤差が吸収の割合の計算に含まれていると思われる。

(昭和 51 年 12 月 24 日受付, 同 52 年 6 月 13 日再受付)

文 献

- (1) R.G. Meyerand & A.F. Haight: Phys. Rev. Letters 11, 401 (1963)
- (2) D.H. Gill & A.A. Dougal: *ibid.* 15, 845 (1965)
- (3) H.T. Buscher, R.G. Tomlinson & E.K. Damon: *ibid.* 15, 847 (1965)
- (4) V.E. Mitsuk, V.I. Savoskin & V.A. Chernikov: JETP Letters 4, 88 (1966)
- (5) K. Kishi, K. Sawada, T. Okuda & Y. Matsuoka: J. Phys. Soc. Japan 29, 1053 (1970)
- (6) L.S. Frost & A.V. Phelps: Phys. Rev. 136A, 1538 (1964)
- (7) P.L. Kelley, B. Lax & P.E. Tannenwald: Physics of Quantum Electronics, (1966) McGRAW-Hill
- (8) M.A. Biondi & L.M. Chanin: Phys. Rev. 94A, 910 (1954)
- (9) A. Funahashi & S. Takeda: J. Phys. Soc. Japan 29, 441 (1970)
- (10) R.M. Hobson: Phys. Rev. Letter 25, 161 (1966)
- (11) B.A. Tozer: Phys. Rev. 137A, 1665 (1965)
- (12) H.B. Bebb & A. Gold: *ibid.* 143A, 1 (1966)
- (13) A.J. Alcock, E. Panarella & S.A. Ramsden: 7th Inter. Conf. on Phenomena in Ionized Gases p. 224 (1966) (Beograd)
- (14) P.F. Brown: Proc. Phys. Soc. 86, 1323 (1965)
- (15) Yu. P. Raizer: Sov. Phys.-SETP 21, 1009 (1965)